



TITLE:

# 壁近傍ストリーク構造の不安定性 に関する実験的研究 (組織的渦構造 : その乱流力学における役割)

AUTHOR(S):

浅井, 雅人; 皆川, 真之

---

CITATION:

浅井, 雅人 ...[et al]. 壁近傍ストリーク構造の不安定性に関する実験的研究 (組織的渦構造 : その乱流力学における役割). 数理解析研究所講究録 2000, 1121: 71-76

ISSUE DATE:

2000-01

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/63526>

RIGHT:

## 壁近傍ストリーク構造の不安定性に関する実験的研究

都立科技大 浅井 雅人 (Masahito Asai)

都立科技大 皆川 真之 (Masayuki Minagawa)

## 1. まえがき

乱流境界層の壁近くには低速・高速領域が筋状に並んだいわゆるストリーク構造が存在し、壁乱流における渦の再生過程に重要な役割を果たしている<sup>1)</sup>。壁近傍ストリーク構造の形成は、発達した乱流のみならず遷移過程においても重要であり、事実、T-S波動の成長から始まる境界層遷移の終期段階はもちろん、乱流コンタミネーション過程や強い主流乱れの元でのバイパス遷移過程においても乱流発生に先行して現れる<sup>2~4)</sup>。特に低速ストリークの発達は垂直と水平方向に変曲型速度分布の存在を意味し、その結果生じる三次元高剪断層の不安定性が渦の生成を引き起こすと考えられる。そのような三次元剪断層の不安定性は凹面壁境界層のゲルトラー渦の二次不安定性の研究<sup>5)</sup>においても指摘されている。本研究では、層流境界層中に単一の低速ストリークを実現し、その上に形成されている三次元高剪断層の不安定特性を実験的に調べている。

## 2. 実験装置及び方法

実験は、400mm×400mmの吹き出し式風洞を用いて行なわれた。境界層平板は、長さ1100mm、厚さ10mmの亚克力板で前縁は長軸短軸比12:1の楕円形状に加工してある。座標系は、前縁から流れ方向に $x$ 、平板上面に垂直上向きに $y$ 、スパン方向に $z$ （スパン中心を $z=0$ ）である。前縁から500mm下流位置に幅7.5mm、高さ2.5mmの40メッシュ網を壁に垂直に取り付けてあり、この網の下流には逆流領域のない層流状態の単一の低速ストリークが形成される。網（ $x = x_0 = 500\text{mm}$ ）のすぐ下流位置には、攪乱導入用の3つの小孔（直径3mm）が開けてある。一つは網の10mm下流のスパン中心位置にあり、残りの2つは網の15mm下流のスパン中心から対称に5mmづ

つ離れた位置 ( $z=\pm 5\text{mm}$ ) にある．それぞれの小孔はビニールホースでラウドスピーカにつながれ単一周波数の正弦信号で駆動することにより規則的な攪乱を導入できる．ただし，後者の2つの小孔 ( $z=\pm 5\text{mm}$ ) は2つのラウドスピーカに接続されており，それら2つのラウドスピーカを逆位相で駆動することにより反対称な構造の攪乱を励起できる．平均速度  $U$  および変動  $u$  の測定は熱線風速計で，可視化はスモークワイヤ法で行なわれた．実験はすべて主流流速  $U_\infty = 4\text{m/s}$  でなされた．網を取り付けた  $x = 500\text{mm}$  位置での境界層排除厚さは  $2.4\text{mm}$  であり，網の高さはこの排除厚さにほぼ一致するように選んでいる．

### 3. 実験結果および考察

図1は，網の50mm下流 ( $x - x_0 = 50\text{mm}$ ) の  $U$  の  $y$  方向および  $z$  方向の速度分布である．図のように， $y$  方向の変曲型分布 ( $\tanh$  分布で近似できる) と壁近くには伴流型スパン方向速度分布をもつ三次元高剪断層が発達する．このような壁近くでの速度欠損分布はかなり下流まで持続し，図2に示すような低速ストリークが実現される．ここで，不安定な速度分布のため変動が増幅するが，風洞の乱れの小さいこともあり  $x - x_0 = 200\text{mm}$  位置でも乱れ強度 (r.m.s. 値) は3%程度であり観察範囲内では層流状態を維持している．人為的に攪乱を与え安定特性を調べるには格好の流れが実現されていると言える．以下では，この流れに壁面から攪乱を与え，攪乱の増幅特性を詳細に調べる．

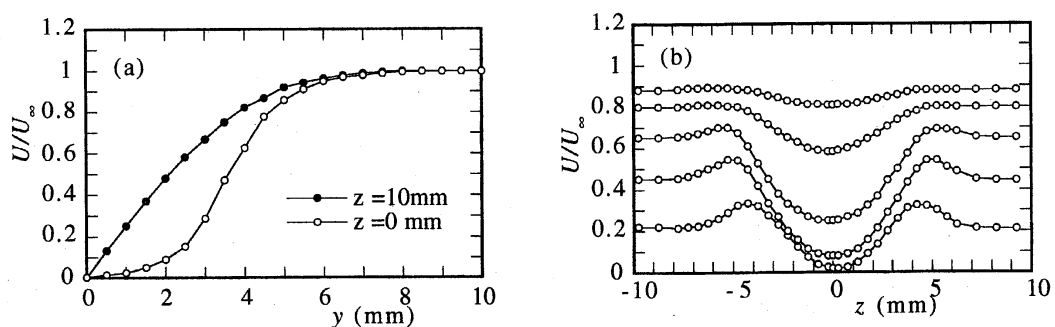
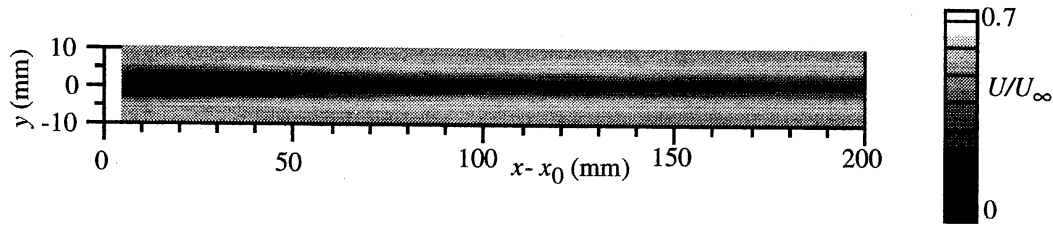
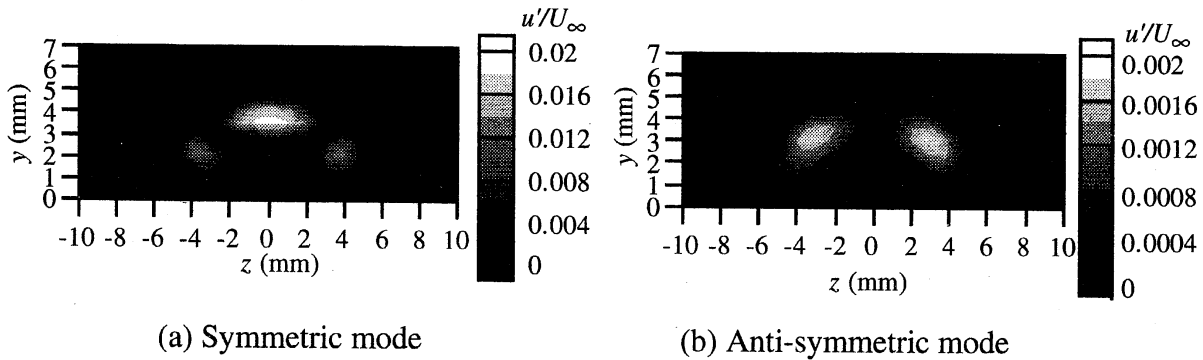


Fig. 1. Mean velocity distributions at  $x - x_0 = 50\text{mm}$ . In (b), from top  $y = 5\text{mm}, 4\text{mm}, 3\text{mm}, 2\text{mm}, 1\text{mm}$ .

Fig. 2. Equi-velocity map at  $y = 2\text{mm}$ .Fig. 3. Distribution of r.m.s. amplitude of  $u$ -fluctuation in  $y$ - $z$  plane at  $x - x_0 = 50\text{mm}$ .

まず、前述の2種類の励起方法により対称モードおよび反対称モードが励起できることを確認する。図3(a)は、スパン中心孔( $z=0$ )から正弦波攪乱( $f=110\text{Hz}$ )を導入したとき励起される不安定波動を $x-x_0=50\text{mm}$ 位置で測定された $u$ 変動の実効値( $u'$ )の $yz$ 分布で表している。図のように、壁に平行な剪断層( $\partial U/\partial y$ )上だけでなく壁に垂直方向の剪断層( $\partial U/\partial z$ )上でも大きな振幅を持つ波動モードが励起されるのがわかる。図3(b)は、 $z=\pm 5\text{mm}$ 位置に開けられた2つの孔からの逆位相攪乱により励起された反対称モードの実効値( $u'$ )の $yz$ 分布である。励起周波数は $60\text{Hz}$ である。スパン対称位置( $z=0$ )で振幅が零になり $\partial U/\partial z$ が最大となる $z=\pm 3.5\text{mm}$ 付近で最大振幅をとる不安定モードが励起されるのがわかる。もちろん、攪乱の位相が $z=0$ を境に $180^\circ$ 反転していることを確認している。それぞれのモードに対して、攪乱の増幅特性を調べる。

図4(a)は、種々の周波数の対称モード(図3(a)に対応)の発達を最大実効値振幅( $u'$ は $z=0$ 面内で最大値をとる)の $x$ 方向変化で示している。図のように増幅率の周波数選択性は顕著であり、少なくとも網の下流 $x-x_0=100\text{mm}$ までは $110\text{Hz} \sim 120\text{Hz}$

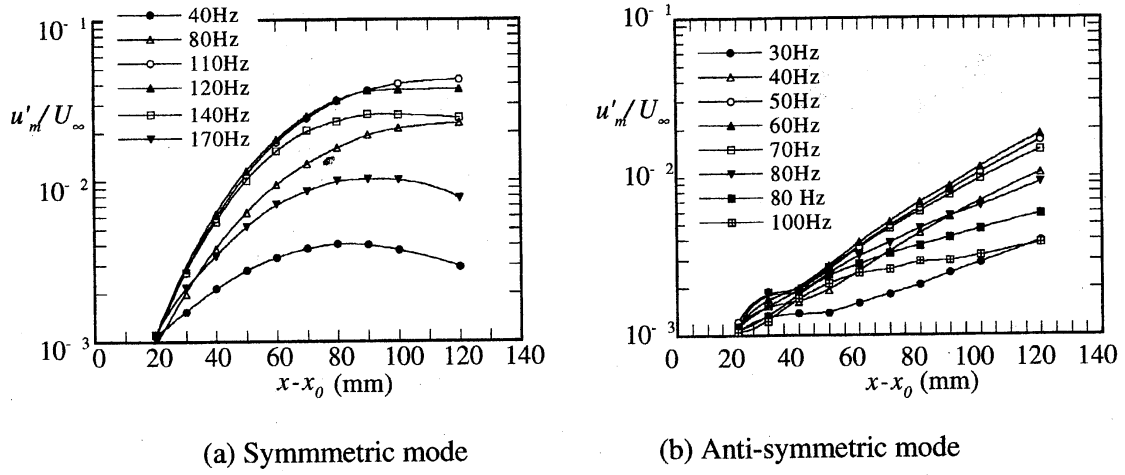


Fig. 4. Development of instability waves.

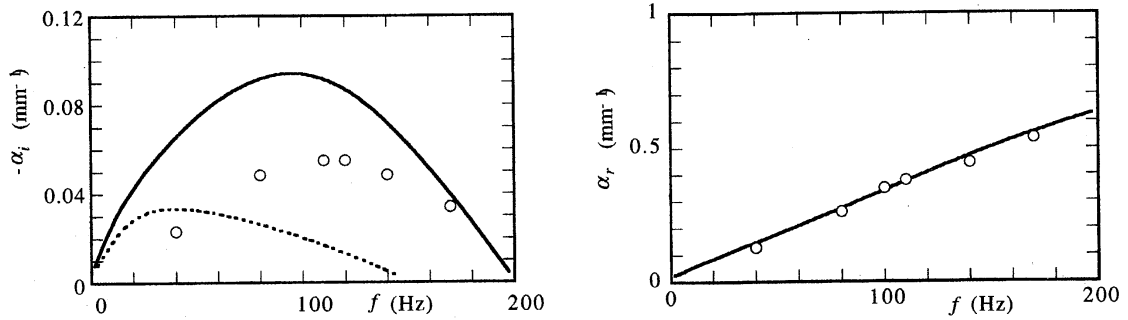


Fig. 5. Comparisons of spatial growth rate and wavenumber of symmetric instability mode between the experiment ( $\circ$ ) and the Orr-Sommerfeld eq. ( $x - x_0 = 50\text{mm}$ ). Dotted and solid curves denote growth rates for  $U = U(y)$  and  $U = U(z)$  respectively.

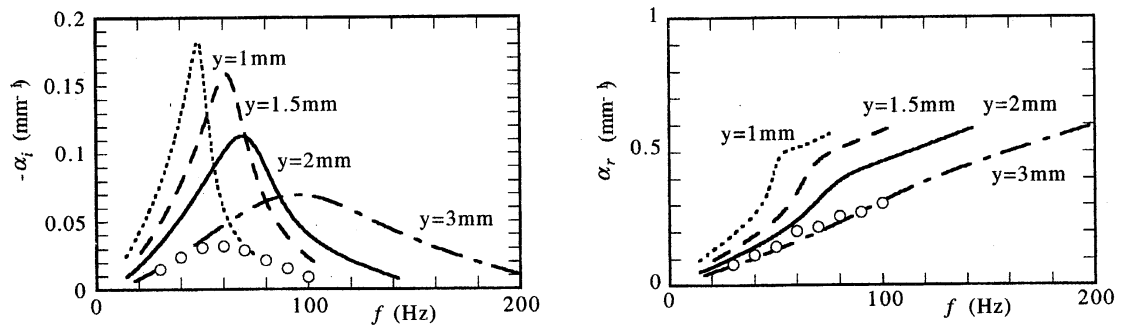


Fig. 6. Comparisons of spatial growth rate and wavenumber of anti-symmetric instability mode between the experiment ( $\circ$ ) and the Orr-Sommerfeld eq. ( $x - x_0 = 50\text{mm}$ ).

攪乱が最も増幅が激しいのがわかる． $x-x_0=100\text{mm}$  以遠では  $\partial U/\partial y$  剪断層が徐々に粘性拡散し変曲点型速度分布から境界層型の速度分布に移行していくため攪乱の増幅が緩やかになる．一方，図 4 (b) は反対称モードの場合（図 3 (b) に対応）の増幅特性（最大実効値振幅の  $x$  方向変化）を各励起周波数について比較している： $u'$  はスパン方向分布の最大剪断位置で最大値をとる．最大増幅攪乱の周波数は  $60\text{Hz}$  付近であり，対称モードの最大増幅攪乱の周波数の約半分である．最大増幅率も対称モードのそれより小さいが，ただし，いずれの周波数攪乱も測定  $x$  範囲内でほぼ一定の増幅率で指数関数的に増幅している．これは，図 2 に示したように低速ストリークが  $x-x_0=100\text{mm}$  以遠でもまだ顕著に持続し伴流型速度分布が続いていることによる．これら対称，反対称モードの不安定特性をより理解するため， $x-x_0=50\text{mm}$  位置における対称位置での  $y$  方向速度分布  $U=U(y)$  と代表的なスパン方向分布  $U=U(z)$  の線形安定特性をオル・ゾンマフェルド（O-S）方程式を基に計算した．図 5 は対称モードの増幅率および波数の比較，図 6 は反対称モードの増幅率および波数の比較である． $U(y)$  分布から計算される増幅率は  $100\text{Hz}$  付近で最大値をとり，実験の対称モードの最大増幅攪乱の周波数にほとんど一致する．波数についても一致は非常によい．ただし，実験で得られた最大増幅率は，O-S 方程式から得られる値の半分程度である．これは，低速ストリーク上の壁から浮上した高剪断層がスパン方向に局所的であるため，特にスパン幅より波長の大きな攪乱の発達に影響を受けることによると考えられる．事実，波長の大きな（波数の小さい）低周波攪乱になるほど安定性計算からのずれが大きい．また，図には伴流分布  $U(z)$  に対する対称モードの増幅率の計算結果も示してあるが，実験の周波数選択性とは大きく異なり，対称モードは本質的には  $y$  方向の変曲型分布  $U=U(y)$  に支配されることがわかる．一方，反対称モードに関する比較，図 6 をみると，波数は最大振幅  $y$  位置（ $y=3\text{mm}$ ）での伴流分布  $U(z)$  に対する安定計算により予測され，増幅率の周波数選択性は壁近く（ $y=1.5\text{mm}$ ）の伴流分布  $U(z)$  に対する安定計算結果とよく一致する．ただし，対称モードの場合と同様，実験の攪乱の増幅率は計算結果の  $1/3$  程度であり，伴流型分布が  $y<4\text{mm}$  の壁の極近くの範囲に限られていることによるものと考えられる．

最後に，これら 2 つの不安定波の渦構造への発達過程を煙で可視化し，図 7 および図 8 に代表的な可視化写真を示す．ただし，図 4 に対応する攪乱の 10 倍程度の初

期振幅を与えている。それぞれ、対称な縦渦対をもつヘアピン状渦への発達、およびストリークが蛇行しながら交互に向きの異なる非対称な縦渦構造に発達していく様子がわかる。反対称モードから発達する渦構造は、文献<sup>6)</sup>における壁乱流中の組織渦構造と対応しているように見える。

#### 引用文献

- 1) Robinson, S.K.: Annu. Rev. Fluid Mech. 23 (1991) 601.
- 2) Nishioka M. and Asai, M.: in Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids (ed. T. Tatsumi), North-Holland (1984) 87.
- 3) Asai, M. and Nishioka, M.: in Theor. and Appl. Mech. 1996 (eds. T. Tatsumi et al), Elsevier (1997) 121.
- 4) Matsubara, M. and Alfredsson, F.: NAL SP-36, 5.
- 5) Saric, W.S.: Annu. Rev. Fluid Mech. 24 (1994) 379.
- 6) Jeong, J., Hussain, F., Schoppa, W. and Kim, J.: J. Fluid Mech. 332 (1997) 185.

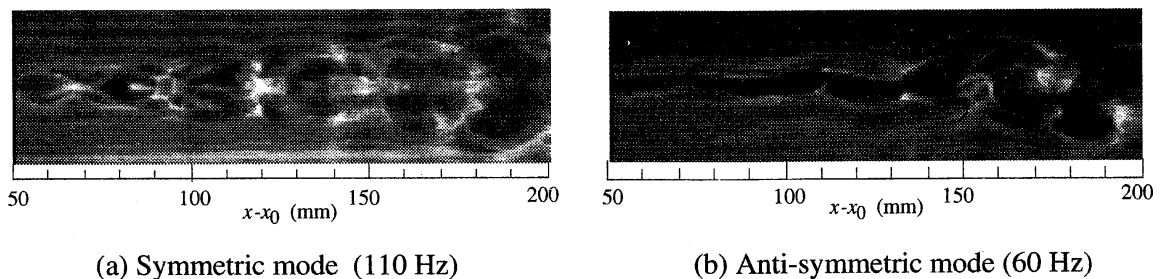


Fig. 7. Top view pictures of the development of instability waves. Smoke is released from  $y = 3$  mm.

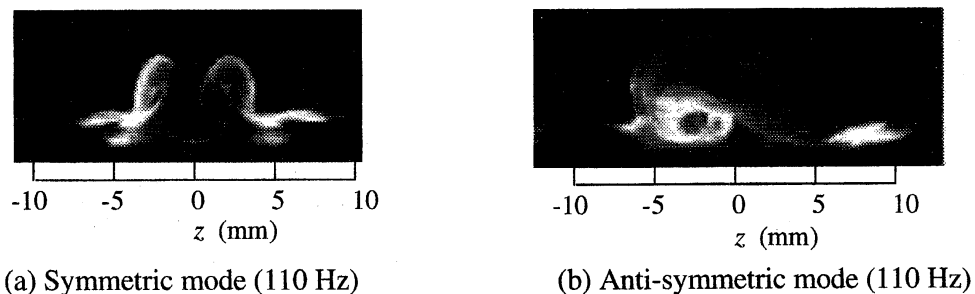


Fig. 8. Cross-section view pictures of the development of instability waves.

(a) Cross-section at  $x - x_0 = 85$ mm, (b)  $x - x_0 = 160$ mm.